FELDEMISSIONSMIKROSKOPIE IM ULTRAHOCHVAKUUMBEREICH AN WOLFRAMSPITZEN MIT AUFGEDAMPFTEM BERYLLIUM

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen
vorgelegt von

Ulrich Decker
aus Reutin, Kreis Rottweil

1970

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547603_0071

FELDEMISSIONSMIKROSKOPIE IM ULTRAHOCHVAKUUMBEREICH AN WOLFRAMSPITZEN MIT AUFGEDAMPFTEM BERYLLIUM

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen vorgelegt von

Ulrich Decker
aus Reutin, Kreis Rottweil

1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 6.7.1970.
Dekan: Dozent Dr. R. Schief
1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Dr. M. Auwärter

Fotodruck: Mikrokopie GmbH, 8 München 22, Bruderstraße 9

Inhaltsübersicht

		Seite
1.	Zusammenfassung	4 - 5
2.	Aufbau der Vakuumapparatur	6 - 7
3.	Total- und Partialdruckmessungen	7 - 11
4.	Das Feldelektronenmikroskop	12
5.	Das Feldionenmikroskop	13
6.	Spitzenherstellung	14
7.	Bestimmung der Austrittsarbeit an W-Spitzen mit adsorbierten Schichten	15 - 16
8.	Aufdampfen von Beryllium auf W-Spitzen	17 - 19
9.	Photographie der feldemissionsmikroskopischen Bilder	20
10.	Aufnahme der Fowler-Nordheim Kennlinie	21 - 22
11.	Die experimentell gewonnenen Ergebnisse	23 - 29
12.	Vergleich von FEM- und FIM-Aufnahmen	30 - 32
13.	Die Feldelektronenemissionsspitze als feine Elektronenquelle	33
14.	Die mit Beryllium bedampfte W-Spitze als Elektronenquelle mit hohem Richtstrahlwert bei kleinen Strahlspannungen	34 - 37
15.	Die Be-bedampfte W-Spitze als Elektronenquelle mit konstantem Strom	38 - 41
16.	Schrifttumsverzeichnis	43 - 44
17.	Lebenslauf	45

1. Zusammenfassung

Feldelektronen-Emissions-Mikroskope nach E.W. Müller (1-4) gestatten die Beobachtung der emittierenden Oberfläche von feinen Einkristallspitzen bei 10^5 bis 10^6 facher Vergrößerung, sowie die Bestimmung der Austrittsarbeit des Spitzenmaterials auf Grund der Emissionsgleichung von L. Nordheim (5).

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Feldemissions-Mikroskop verwendet, um die Austrittsarbeit von Be-bedampften W-Spitzen zu bestimmen und um die Adsorption des Berylliums auf der W-Spitzen-Oberfläche beobachten zu können.

Um Einflüsse der Restgasatmosphäre so weit wie möglich auszuschliessen, wurden die Versuche in einer UHV-Apparatur durchgeführt, mit der ein Druck von 10^{-11} Torr erreicht werden konnte. Die Zusammensetzung der Restgasatmosphäre wurde durch ein Massenspektrometer vom Typ Omegatron festgestellt. Dieses Spektrometer diente im extremen UHV auch als Messgerät zur Ermittlung des Gesamtdruckes.

Es stellte sich eine Abhängigkeit der Austrittsarbeit von derjenigen Temperatur heraus, bei der die Spitze nach dem Aufdampfen des Berylliums einige Sekunden bis einige Minuten getempert wurde. Wird die Austrittsarbeit von Wolfram mit 4,50 eV (6) vorausgesetzt, so liegen die Austrittsarbeiten der mit Beryllium bedampften W-Spitzen je nach angewandter Temperatur zur Temperung zwischen 2,3 und 4,5 eV.
Ebenso konnten die verschiedenen Anlagerungsformen des Berylliums auf der W-Spitze in Abhängigkeit von der Temperatur beobachtet werden. Eine Anlagerungsform, die sich für die Konstruktion einer Feldelektronenquelle besonders eignet, wird im folgenden als (011)-Anlagerung bezeichnet. Bei dieser Anlagerung, wo das Beryllium vorzugsweise die Fläche (011) bedeckt und die Flächen

{112} berandet, besitzt diese Feldelektronenquelle schon bei 4,18 kV einen Richtstrahlwert von 2,2 . 10^8 A/cm^2 sr.

W-Spitzen mit der angeführten (011)-Anlagerung von Beryllium liefern selbst bei einem geringen Vakuum von 10^{-8} Torr während einer Betriebsdauer von 17 Stunden Ströme, die sich um weniger als 12 % in dieser Zeit ändern. Bei der reinen W-Spitze ist diese Änderung wesentlich größer. Wird aus einer reinen W-Spitze ein Strom entnommen, der den zulässigen Maximalwert übersteigt, so wird die Spitze zerstört. Bei einer mit Be-bedampften W-Spitze kann dieser Maximalwert um das 3 bis 5-fache überschritten werden, ohne daß die Spitze dabei leidet.

Bei allen Messungen, die an der reinen und bedampften W-Spitze durchgeführt wurden sowie bei allen Aufnahmen von Feldemissionsbildern war die Spitze auf Zimmertemperatur.

2. Aufbau der Vakuumapparatur

Feldemissionsexperimente liefern nur dann reproduzierbare Ergebnisse, wenn die Oberfläche der Feldemissionskathode gasfrei oder mit Atomen oder Molekülen definierter Art und Menge belegt ist. Bereits Bruchteile einer monoatomaren Gasschicht - z.B. aus der Restgasatmosphäre stammend - können die Austrittsarbeit des Spitzenmaterials um mehrere Zehntel eV bis zu einigen eV verändern (7,8,9,10).
Bei einem Vakuum von 10^{-6} Torr bildet sich eine monoatomare Schicht in etwa 1 s. Bei 10^{-11} Torr werden dagegen etwa 10^5 s benötigt. Feldemissionsexperimente sollten daher im UHV durchgeführt werden.
Eine Apparatur, die den gestellten Anforderungen genügt, wurde schon von E.Wurster (11) aufgebaut. Sie besteht - sieht man von 2 ausheizbaren UHV-Ventilen ab - aus konventionellen Vakuumbauteilen. Zur Erzeugung des Vakuums wurde eine Rotationspumpe Duo 1 (Balzers AG) verwendet. Eine nachgeschaltete Öldiffusionspumpe Diff 10 wirkte als Sperre für rückdiffundierendes Vorpumpenöl. Zwei in Serie geschaltete, mit Wasserbaffles versehene Diffusionspumpen Diff 120 und Diff 170 erzeugen und erhalten das erreichbare Endvakuum (12). Da ein kohlenwasserstoffreies Endvakuum gefordert wurde und ein wirksames Tiefkühlbaffle nicht zur Verfügung stand, wurde zur Adsorption der Kohlenwasserstoffe eine nicht gekühlte Biondifalle (13) benützt. Der Rezipient bestand aus Pyrex-Glas, da dieses eine ausreichende thermische Belastbarkeit besitzt: Erweichungstemperatur: 820°C; Ausdehnungskoeffizient: $32 \cdot 10^{-7}/°C$. Die Heliumeindringgrate war 10^{-12} Torr 1 cm^{-2} (14).

Als Einlaßventil für definierte Mengen eines bestimmten Gases in den Rezipienten diente ein Dosierventil vom System "Granville - Philips". Es war im geöffneten Zustand ausheizbar. Die Leckrate dieses Ventils betrug im geschlossenen Zustand etwa 5.10^{-11} l/s bei Atmosphärendruck. Sie konnte über einen

Schließmechanismus kontinuierlich bis 0,5 l/s verändert werden. Der Rezipient war über ein ebenfalls ausheizbares UHV-Ventil mit gleicher Leckrate von der Biondifalle und den Pumpen absperrbar. Die ebenfalls aus Pyrexglas bestehende Feldemissionsröhre (2) war im Innern mit "conducting glass" (SnO_2) überzogen, um Störungen durch elektrostatische Aufladungen der Röhreninnenwände zu vermeiden (15). Als Feldemissionsanode diente ein eingeschmolzener W-Stift, der mit der leitfähigen SnO_2-Schicht durch eine geringe Menge "Aquadag" verbunden war.
Die Stromzuführungen zum Ausheizen der Emissionsspitze, die auf einen W-Bügel aufgeschweißt war, bestanden aus zwei W-Drähten von 1 mm Durchmesser. Sie waren in ein dewarähnliches Gefäß, das zum Kühlen der Spitze diente, eingeschmolzen.
Der aus feinkörnigem ZnS bestehende Leuchtschirm wurde nach der Glasperlenmethode (16) hergestellt. Die ZnS-Körner lagen nur neben, nicht übereinander, da man mit möglichst wenig ZnS auskommen musste. Bei dickeren Leuchtstoffschichten traten auch nach langen Ausheizzeiten stets große Gasmengen unter Elektronenbeschuß aus dem Leuchtschirm aus und verschlechterten das Vakuum bis zu Drücken von über 10^{-6} Torr. Bei dünnen Leuchtschirmen bestand dieser Nachteil nicht. Der Verlust an Lichtintensität, wie er bei dünnen Schirmen auftritt, störte bei den meisten Experimenten nicht.
Der gesamte Rezipient, die Biondifalle, das Massenspektrometer und die UHV-Messröhre waren bis zu 450°C ausheizbar.

3. Total- und Partialdruckmessungen

Es ist im UHV-Bereich vorteilhaft, neben dem Totaldruck auch die Partialdrücke des Restgases zu kennen. Dies war im vorliegenden Fall besonders deshalb wichtig, weil gewisse Gase und Dämpfe - wie z.B. Wasser - schon in geringen Mengen die Lebensdauer der Wolframspitze erheblich erniedrigen, oder weil z.B. Sauerstoff, falls auf der Spitze adsorbiert, die Austrittsarbeit bis zu 5,87 eV (17) heraufsetzt.

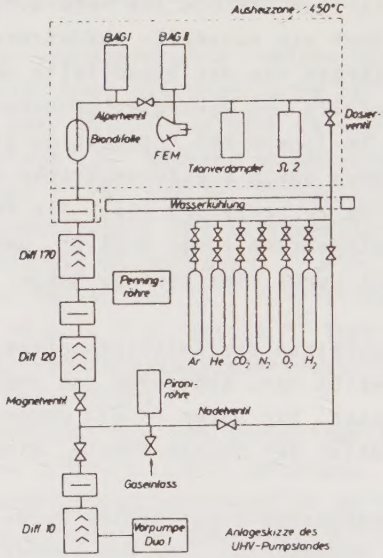


Abb. 1: Schema der Apparatur

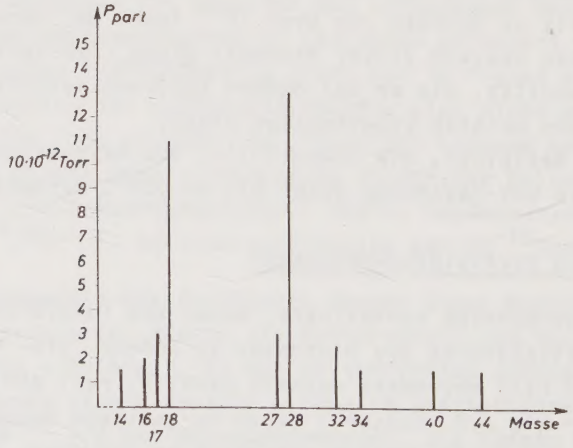


Abb. 2: Massenspektrogramm bei einem Gesamtdruck von 10^{-11} Torr

Es war mit dem vorhandenen Totaldruckmessgerät nicht möglich, Drücke unter 6.10^{-10} Torr exakt zu messen, da sich bei der Messröhre IM8 (Telefunken) - eine Röhre vom Bayard-Alpert-Typ - schon von diesem Druck an der Röntgeneffekt bemerkbar macht (18).
Mit dem Omegatron (Typ Leybold 1961), das als Partialdruckmesser zur Verfügung stand, können bei voller Empfindlichkeit Partialdrücke von 10^{-12} Torr gemessen werden. Der Gesamtdruck (in Stickstoffäquivalenten) ergibt sich durch Addition der Partialdrücke.

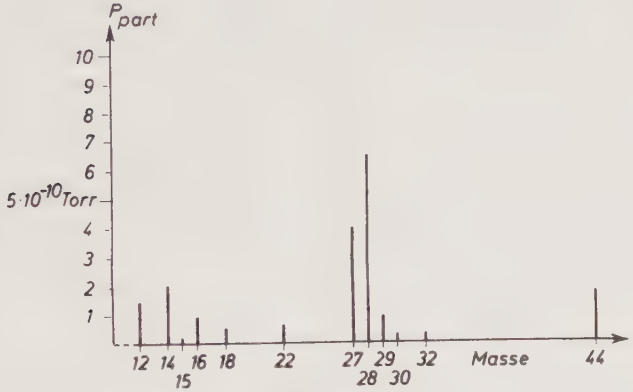


Abb. 3: Massenspektrogramm bei 10^{-8} Torr

Mißt man Drücke von 10^{-12} Torr mit dem Omegatron, so sind Ströme von 10^{-16}A zu messen. Dies kann mit einem Schwingkondensatorverstärker (Frieseke und Höpfner Universalelektrometer FM 56) geschehen, dessen Eingangswiderstände von 10^{9}, 10^{10}, 10^{11} Ohm auf 10^{10}, 10^{11}, 10^{12} Ohm abgeändert wurden. Es ist aus zwei Gründen schwierig mit einem Eingangswiderstand von 10^{12} Ohm zu messen:

1.) Der Isolationswiderstand der Zuleitung zur Omegatronröhre und der der Röhre selbst läßt sich meist nicht so hoch halten, da sich wegen der Luftfeuchtigkeit meist ein niedriger Wert einstellt.

2.) Die Eigenkapazität von Verstärker, Ohmegatronröhre und des so kurz wie möglich gehaltenen Kabels beträgt fast 100 pF. Damit ergibt sich eine Zeitkonstante von etwa 100 s. Es ist ersichtlich, daß zum Schreiben eines Massendiagramms, welches von der Masse 1 bis 50 reicht, was dem Frequenzbereich von 0,1 bis 6 MHz entspricht, etwa 50h vergehen, da der gesamte Frequenzbereich in dem diese Massen liegen kontinuierlich durchfahren werden muß. Die Halbwertsbreite einer Massenlinie beträgt etwa 5 KHz. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurde ein Elektrometer mit Feldeffekttransistoren (FET) am Eingang konstruiert. Einige Typen von FET's haben einen Eingangswiderstand von 10^{12} - 10^{15} Ohm bei einer Eingangskapazität von 1-5 pF. Es konnte ein FET-Elektrometervorverstärker gebaut werden, dessen Eingangswiderstand 10^{12} Ohm und dessen Eingangskapazität plus Ohmegatronröhrenkapazität etwa 15 pF betrug. Dies ergibt eine Zeitkonstante von 15 s.

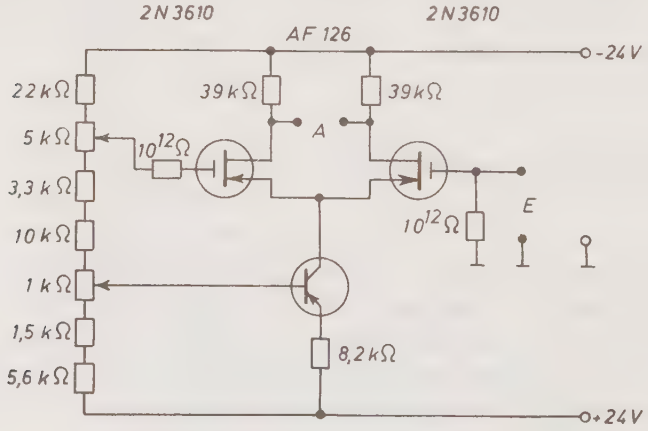


Abb. 4: Feldeffekttransistor-Vorverstärker

Sie ist also 6 mal kleiner als beim Schwingkondensatorverstärker. Indessen stellte sich ein Nachteil heraus: FET's mit höchstohmiger Eingangsstrecke (Source-Gate-Strecke) enthalten konstruktionsbedingt in der Isolationsschicht zwischen Source und Gate schwere Ionen, die auf Grund elektrischer Impulse zu wandern beginnen. Die Wanderungsgeschwindigkeit ist extrem gering, was zur Folge hat,daß bei einem mit FET's aufgebauten Elektrometerverstärker stets nicht unterdrückbare und nicht kontrollierbare Nullpunktsdriften auftreten, die eine Messung unmöglich machen. Siehe Abb. 5. Es war also mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich, eine "schnelle" Registrierung von Massenspektren im Bereich von 10^{-11} Torr vorzunehmen. Auch konnte fast nie die volle Empfindlichkeit des Omegatron ausgenutzt werden.

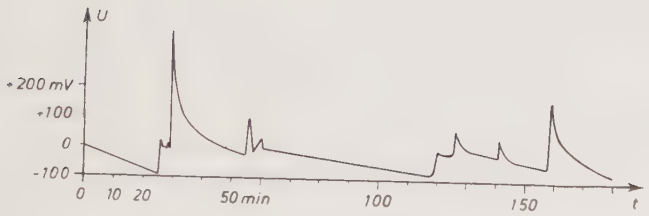


Abb. 5: Beispiel eines Ausgangssignals am FET-Vorverstärker beim Eingangssignal 0. Gemessen über drei Stunden

4. Das Feldelektronenmikroskop FEM

Beim Bau des FEM wurde die in der Literatur (1,2,3,4,19) angegebenen Erfahrungen und Hinweise berücksichtigt.
Die im Kapitel 2 beschriebenen Einschmelzungen in die Röhre wurden unter Beachtung der in der UHV-Technik erforderlichen Maßnahmen (Glasüberzüge der Metallzuführungen) gemacht.
Im Innern der Röhre wurden scharfe Kanten und Spitzen vermieden, um nur von der W-Spitze her Feldemission zu erhalten.

5. Das Feldionenmikroskop FIM

Das FIM, von E.W.Müller anfangs der fünfziger Jahre beschrieben, (3,4,20,21) ermöglicht es, das Bild einer feinen Spitze mit einer Auflösung von 2 bis 3 Å zu erhalten. Konstruktionsmässig unterscheiden sich FEM und FIM nicht. Beim FEM liegt die Spitze auf negativem beim FIM auf positivem Potential; zudem muss mit einem "Bildgas", im allgemeinen He von 10^{-4} bis 10^{-3} Torr gearbeitet werden. Es kann also jedes FEM als FIM verwendet werden. Die hohe Auflösung wird indes nur erreicht, wenn dafür gesorgt wird, dass die Spitze mit flüssigem Stickstoff, besser mit flüssigem Wasserstoff gekühlt wird. Allerdings ist es nicht möglich, jedes Spitzenmaterial, das im FEM verwendet wird, auch im FIM einzusetzen, da zur Bildentstehung im Gegensatz zum FEM, wo Feldstärken von etwa (20 - 40).10^6 V/cm ausreichen, für das FIM Feldstärken von (200 - 450).10^6 V/cm nötig sind. Solchen hohen Feldstärken ist die mechanische Festigkeit der meisten Elemente und Verbindungen nicht gewachsen (22).
Adsorbierte Gasatome werden durch diese hohen Feldstärken entfernt (Felddesorption), so dass man immer - auch mit einem "Bildgas" - reine Spitzenoberflächen hat.
Wie aus den später beschriebenen Versuchen ersichtlich ist, kann ein Feldionenbild einer mit Beryllium bedampften W-Spitze erhalten werden, ohne dass Felddesorption nachweisbar wäre.

6. Spitzenherstellung

Die für die Feldelektronen- und Feldionenmikroskopie notwendigen Spitzen aus Wolfram wurden durch elektrolytisches Ätzen mit Wchselstrom in 1n NaOH und W-Gegenelektrode hergestellt. Spitzen mit Krümmungsradien von etwa 1500 Å und mehr liessen sich leicht erhalten. Nach kurzem Tempern bei 2500°K erhält man verrundete und rekristallisierte Wolframspitzen, die das bekannte W-Emissionsbild zeigen. Feinere Spitzen, d.h. Spitzen mit Krümmungsradien herab bis zu 200 Å konnten durch Kathodenzerstäubung mit schweren Ionen (23, 24) erhalten werden. Hier wurde bei einem Argondruck von 10^{-5}Torr ein konstanter Emissionsstrom von 10 µA aus der Spitze entnommen. Die durch Elektronenstoss gebildeten Argonionen treffen die Spitze, wobei die Kathodenzerstäubung auftritt. Da die Zerstäubungsrate vom Auftreffwinkel abhängig ist (25, 26) - höhere Zerstäubungsraten liegen vor, wenn die Ionen unter grossem Winkel gegen die Flächennormale auftreffen - wird die Spitze vorzugsweise seitlich abgeätzt, sodass der Krümmungsradius kleiner wird.
Um den Strom von 10 µA konstant zu halten, muss daher die angelegte Spannung laufend gesenkt werden. Nach Drechsler und Henkel (27) besteht ein Zusammenhang zwischen dem Strom von 1 µA, der Spannung, der Austrittsarbeit und dem Krümmungsradius. Für einen Strom von 1 µA ergibt sich in guter Näherung der Krümmungsradius zu

$$r = \frac{0{,}15\,U^{3/2}}{\phi^2}$$

(U und ϕ in Volt, r in Å). Es kann also aus der momentan anliegenden Spannung rasch der Krümmungsradius ermittelt werden. Will man sehr feine Spitzen von etwa 200 Å mit dieser Methode erhalten, so ist es angebracht, die Ionenätzung bei einer Spitzentemperatur von etwa 1000°C vorzunehmen. Die so erhaltene Spitze weist dann wesentlich weniger Rauhigkeiten auf. Die Beweglichkeit der W-Atome an der Oberfläche reicht bei dieser Temperatur aus, um keine grossen Ätzrauhigkeiten entstehen zu lassen. Eine nachträgliche thermische Glättung der Spitze ist praktisch nicht möglich, da sich hier der Spitzenradius schon nach wenigen Sekunden Glühen verdoppelt (28).

7. Die Austrittsarbeit der W-Spitzen mit adsorbierten Schichten

Die Feldemission von Elektronen wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung (5) beschrieben. Dyke und Dolan geben sie z.B. in der Form (29)

$$j = 1{,}54.10^{-6} F^2 . \frac{1}{\phi} \exp\left\{-6{,}83.10^{-7} \phi^{3/2} f(y) . \frac{1}{F}\right\} \text{ an.}$$

Dabei ist j die Stromdichte in A/cm^2, F die Feldstärke in V/cm, ϕ die Austrittsarbeit in eV und f(y) (30, 31) die Nordheim'sche elliptische Funktion mit dem Argument

$$y = 3{,}97.10^{-4} F^{1/2} . \frac{1}{\phi}$$

f(y) ist bei den in der Praxis vorkommenden Werten von F etwa 0,9 (32). Für die Anwendung ist diese Gleichung ungeeignet, da man stets Feldemissionsströme bei den entsprechenden Spannungen misst.
Geht man von der Stromdichte und der Feldstärke über zu dem Strom i und der Spannung U, so folgt

$$i = aU^2 . \frac{1}{\phi} \exp\left\{-b\phi^{3/2} . \frac{1}{U}\right\}$$

Nimmt man $\frac{1}{\phi}$ noch zur Konstanten a, so folgt,

$$i = aU^2 . \exp\left\{-b\phi^{3/2} . \frac{1}{U}\right\}$$

Dabei hängt a von der Grösse der Emissionsfläche ab und b ist einem Geometriefaktor $\frac{2}{r \ln R/r}$ proportional (33). R ist der Abstand Spitze-Leuchtschirm und r der Krümmungsradius der Spitze.
Es ergibt sich: $\log i/U^2 = \log a - b\phi^{3/2} . \frac{1}{U}$

Trägt man nun $\log \frac{i}{U^2}$ über $\frac{1}{U}$ auf (U in Volt, i in Ampère), so erhält man Geraden (Fowler-Nordheim-Geraden), deren Steigung $b \cdot \phi^{3/2}$ und deren Ordinatenabschnitt log a ist. Setzt man die Austrittsarbeit von Wolfram (ϕ = 4,50 eV) (6) als bekannt voraus, so lässt sich für Spitzen mit Adsorptionsschichten die Austrittsarbeit angeben.
Wird der Abstand Spitze-Schirm geändert, muss b natürlich von Neuem bestimmt werden.

8. Aufdampfen von Beryllium auf Wolframspitzen

Über Feldemission von bedampften W-Spitzen wurde schon häufig (z.B. 11,34,35,36,37) berichtet. Es wird stets eine Änderung der Austrittsarbeit beobachtet. Die Größe der Veränderung hängt vom verwendeten Material, von der Menge des aufgedampften Materials (10,35) und wie später ausführlicher berichtet wird, von der Anlagerung des aufgedampften Materials auf verschiedenen Kristallflächen ab. Zum Aufdampfen wurde Beryllium in Blechform (0,1 mm Stärke) der Firma Schuchardt verwendet. Der Reinheitsgrad war mit 99% angegeben. Änderungen der hier gewonnenen Daten sind also möglich, falls die Experimente mit höchstreinem Beryllium wiederholt werden.

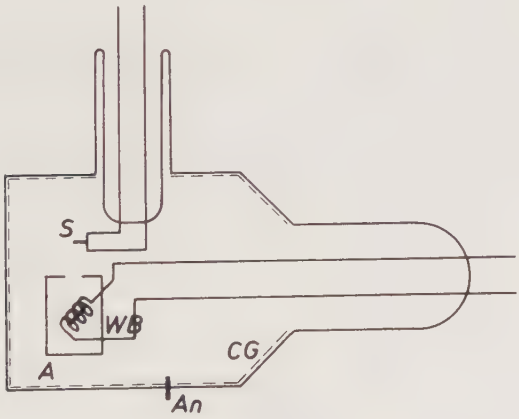


Abb. 6: Darstellung der Feldemissionsröhre mit der Verdampfungseinrichtung. S: Spitze, A:Abschirmblech aus Nickel, WB: Wolframwendel mit Beryllium, An: Anode, CG: "Conducting glass", der leitende Innenbelag.

Das Beryllium wurde aus einer W-Wendel, wie sie für Niedervoltglühlampen Verwendung findet, aufgedampft. Das Verdampfungsgut lag lose in der W-Wendel, die sich in kurzer Entfernung vor und unterhalb der Spitze befand. Damit beim Verdampfen des Berylliums der Leuchtschirm nicht durch Beryllium bedeckt wurde, befand sich die Wendel in einem Gehäuse aus Nickelblech, das oben mit einer schmalen Öffnung versehen war. Während des Betriebes der Feldemissionskathode lag die Wendel mit der Abschirmung auf demselben Potential wie die Anode und der Innenbelag der Röhre. Beim Erhitzen der mit Beryllium beschickten W-Wendel entwichen stets grosse Mengen Gas. Daher war es notwendig, die W-Wendel mit dem Beryllium vor der Erzeugung eines extrem guten Vakuums zu entgasen. Dies geschah durch Aufheizen bei einem Druck von etwa 10^{-8} Torr auf etwa 1000°C, wo durch Sublimation schon etwas Beryllium verdampfte. Der Druck stieg dabei stets auf über 10^{-5} Torr. Der Druck von 10^{-8} Torr ließ sich anschließend nicht mehr erreichen. Anschliessend wurde die gesamte Apparatur bei 450°C etwa 30h ausgeheizt. Nach dem Abkühlen stellte sich ein Druck von 10^{-10} bis 10^{-9} Torr ein. Nach tagelangem Glühen der Wendel bei etwa 800°C ergab sich ein Vakuum von etwa 10^{-8}Torr.Nochmaliges Ausheizen der Apparatur ergab den Enddruck von 10^{-10} Torr und besser.

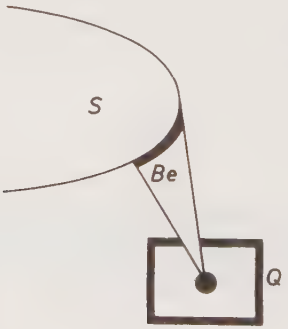


Abb. 7: Darstellung des Aufdampfvorganges. S: Spitze, Q: Verdampfungsquelle, Be: Aufgedampftes Beryllium

Wurde nach dieser Vorbereitung das Beryllium bei 1000 bis $1200^{o}C$ vorsichtig verdampft, so stieg der Druck kaum über 10^{-10} Torr, bzw. fiel nach dem Aufdampfvorgang wieder auf den ursprünglichen Wert. Es konnte also, wenn erwünscht, auch beim Aufdampfen im UHV gearbeitet werden.

Wegen der geometrischen Anordnung von Spitze und Verdampferquelle wurde die Spitze schräg von vorne unten bedampft, so daß sich das Beryllium auf den unteren Teil der Spitze niederschlug. Durch Erhitzen der Spitze wurde erreicht, daß sich das Beryllium über die Spitze ausbreitete. Wie später gezeigt wird, bildet sich jedoch keine gleichmässige Bedeckung der Spitze aus.

9. Photographie der feldemissionsmikroskopischen Bilder

Da die Versuche mittels einer Apparatur mit Glasrezipient durchgeführt wurden, und häufig bei extrem tiefen Drücken gearbeitet wurde, kam eine Innenphotographie der feldemissionsmikroskopischen Bilder nicht in Frage. Die Feldemissionsröhre besaß eine praktisch ebene Vorderseite, damit das Leuchtschirmbild mit einer lichtstarken Optik geringer Schärfentiefe photographiert werden konnte. Der Leuchtschirm wurde nach der Glasperlenmethode (17) hergestellt und bestand aus grün lumineszierendem Zinksilikatleuchtstoff mit Aerosil-Zusatz, der verhinderte, daß die feinen Leuchtstoffkörner sich zusammenballten.

Von diesem Leuchtschirm wurde das Feldemissionsbild mit einer Contarex-Kleinbildkamera, die mit einem Objektiv vom Typ Planar 1:2 und einer Zeiss-Vorsatzlinse (f=0,2m) ausgestattet war, abfotografiert. Wurde als Fotomaterial der hochempfindliche Agfa-Isopan-Record-Film verwendet, der mit Rodinal 1:50 45min lang entwickelt wurde, so ergaben sich für Aufnahmen mit Feldelektronen Belichtungszeiten von 0,1 bis 1s, für feldionenmikroskopische Aufnahmen Zeiten von 10-15min. Die Negative waren trotz der hohen Empfindlichkeit des Fotomaterials (etwa 30/10^{o}Din) feinkörnig und es konnte 5 bis 10 mal nachvergrössert werden.

10. Aufnahme der Fowler-Nordheim Kennlinie

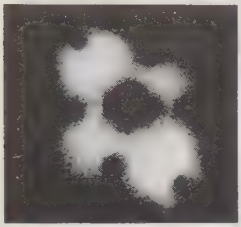
Zur Bestimmung der Austrittsarbeit der Emissionsspitze ist die Messung von Strom und Spannung nötig. Der Feldemissionsstrom wurde mit einem Elektrometer der Firma Keithly, Typ 601, die Spannung mit einem Präzisionsinstrument AEG UM (100 kΩ/V) gemessen, dessen Messbereich mit einem Hochohmvorwiderstand, der aus 12 Einzelwiderständen mit insgesamt 990 MΩ bestand, auf 10 kV Vollausschlag erweitert wurde. Bei den Hochohmwiderständen handelte es sich um Widerstände der Güteklasse 1 mit der Belastbarkeit von 2 Watt. An jedem Widerstand durften bis zu 2 kV liegen. Da der Messbereich nur bis 10 kV insgesamt angelegt war, war eine spannungsmässige Oberbelastung der Widerstände nicht zu befürchten.
Die Messung der Stromspannungskennlinie konnte mit ausreichender Genauigkeit nur dann durchgeführt werden, wenn sich die Austrittsarbeit während der gesamten Messzeit nicht änderte. Dies bedeutete, dass stets bei UHV gearbeitet werden musste.

Da die Stromspannungskennlinie eine Gerade ist, genügt es 2 Wertepaare von Strom und Spannung zu messen. Dazu waren etwa 20 s nötig. Zur Kontrolle wurden stets 7 Wertpaare bestimmt; d.h. zur Aufnahme einer Kennlinie waren mindestens 70 s erforderlich. Bedenkt man, dass sich bei 10^{-8} Torr eine monoatomare Schicht in etwa 100 s, bei 10^{-7} Torr in etwa 10 s aufbaut, so erkennt man leicht, dass bei Drücken über 10^{-8} Torr die Messung der Strom- und Spannungskennlinie nur angenähert eine Gerade liefert, weil sich in der Messzeit durch Adsorption des Restgases auf der Spitze die Austrittsarbeit merklich und kontinuierlich ändert. Erst wenn die Bedeckung der Spitze einen Sättigungsgrad erreicht hat, wird eine eindeutige Messung wieder möglich sein. Man wird dann aber nicht die Austrittsarbeit des Spitzenmaterials plus aufgedampfter Substanz erhalten, sondern die Austrittsarbeit, die einer gasbeladenen Spitze entspricht.

Es ist daher wichtig, dass die Messzeit kleiner als die Zeit ist, in der die vollständige Bedeckung der Spitze mit Restgasmolekülen eintritt.
Bei den durchgeführten Messungen wurden die Kennlinien stets bei Drücken um 10^{-10} Torr aufgenommen, wenn man von dem später aufgeführten Vergleich der Kennlinien bei 10^{-7} Torr und 10^{-10} Torr absieht.

11. Die experimentell gewonnenen Ergebnisse

Bei den folgenden Aufnahmen war r = 1780 Å; i $\approx 10^{-6}$A; U = 2 bis 4 kV; die Belichtungszeit 1 s und V $\approx 10^{5}$. Geht man von der reinen W-Spitze aus, (siehe Abb. 8a) und dampft man wie oben beschrieben Beryllium auf die Spitze



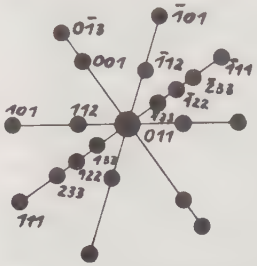
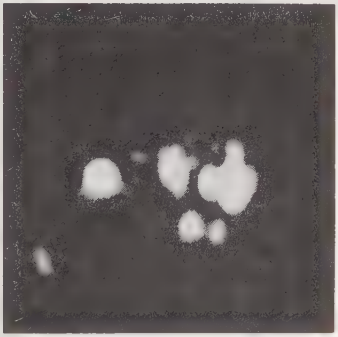


Abb. 8: a) Reine Wolframspitze und Netz der stereographischen Projektion

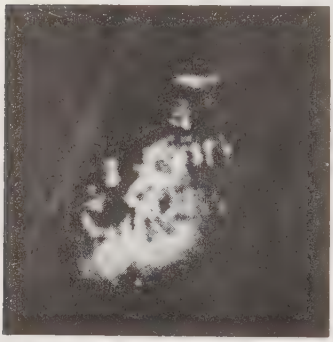
b) Seitlich mit Beryllium bedampfte W-Spitze. Ungetempert



c) Unterhalb 500°C. Getempert

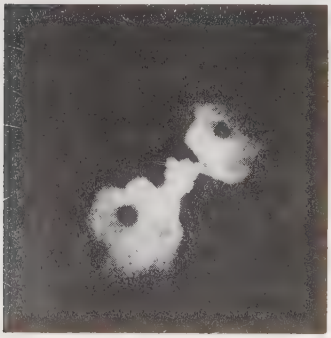
während das Feldemissionsmikroskop in Betrieb ist auf, so lagert sich das Beryllium in Form von kleinen, leuchtenden Flächen auf der Unterseite der W-Spitze an. Es kann dabei nicht die geringste Form einer geometrischen Regelmäßigkeit beo-

bachtet werden (Abb. 8b). Erhöht man die Temperatur der Spitze, so daß sie noch nicht glüht, so beginnt sich das Beryllium zu größeren Inseln umzulagern. (Abb. 8c) Das Beryllium wandert zur Mitte der Spitze.

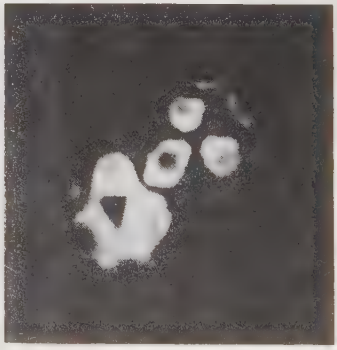


d) Bei etwa 500°C getempert

e) Bei 500 bis 600°C getempert



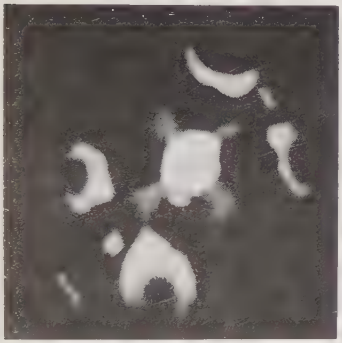
f) Bei etwa 600°C getempert



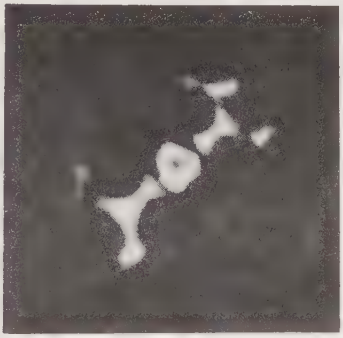
g) Bei 600 bis 800°C getempert. Spitze glüht bereits

Bei weiterer Steigerung der Temperatur (Abb. 8d) entsteht eine homogenere Verteilung des Berylliums über die Spitzenoberfläche. Gleichzeitig läßt sich eine schwache geometrische

Regelmässigkeit der Anordnung des Berylliums auf der Spitze erkennen. Bei etwa 500 bis 600°C erhält man eine deutliche geometrisch regelmässige Anordnung (Abb. 8e). Zwischen 600 und 800°C (leichtes Glühen der Spitze) ordnet sich das Beryllium in immer mehr symmetrischer Form (Abb. 8f und 8g) an, bis es bei etwa 800°C die schon früher erwähnte (011)-Anordnung annimmt (Abb. 8h). Wird die Temperatur noch weiter gesteigert, d.h. über 800°C hinaus, so beginnt eine rasche Wanderung von Beryllium nach den vorher freien Flächen zwischen (011) und (111) bzw. (011) und ($\bar{1}$11) einzusetzen. Diese Wanderung geht auf Kosten des Berylliums, das an den Rändern der Flächen $\{110\}$ adsorbiert war. (Abb. 8i).



h) Bei etwa 800°C getempert



i) Bei über 800°C getempert.

Eine geringfügige weitere Erhöhung der Temperatur genügt, um das Beryllium von der Spitze vollständig zu desorbieren. Die in den Bildern 8b bis 8i gezeigten Adsorptionszustände des Berylliums auf der W-Spitze sind nur Momentaufnahmen für bestimmte Temperaturen. Der Obergang von 8b bis zur völligen Desorption enthält natürlich viel mehr Variationen in der Anordnung des Berylliums auf der W-Oberfläche - falls die Temperatur kontinuierlich und langsam gesteigert wird - als die Bilder 8b bis 8i zeigen.

Im Gegensatz zu anderen aufgedampften Metallen, wo sich durch Oberflächenwanderung eine fast homogene Schicht auf der W-Spitze ergibt (z.B. (34)), gelingt dies offensichtlich bei Beryllium nicht. Das Beryllium lagert sich bevorzugt auf den Flächen (011), (112), (101) sowie auf einem Gebiet zwischen (011) und (111) (siehe Abb. 8i) an.
Aus der bevorzugten Anlagerung von Beryllium auf und um diese Flächen sowie den dazu symmetrischen Flächen (siehe Abb. 8h, 8i) kann geschlossen werden, dass die Kohäsionskraft dieser Flächen auf Grund lokaler kristallelektrischer Felder grösser ist, als diejenige von anderen Flächen. Be-Atome, die auf Grund von Oberflächenwanderung bei erhöhter Temperatur zu diesen Flächen gelangen, werden dort adsorbiert. S. Tanaki und T. Kuroda (38) gelangen durch W-Felddesorptionsexperimente zu ähnlichen Schlüssen. Es ist aber nicht immer so, dass Kristallflächen mit der höchsten Oberflächenenergie auch die stärksten Bindungskräfte auf adsorbierte Teilchen ausüben. Ein Atom,das wesentlich grösser ist, als ein Atom der Unterlage, kann auf einer dichtgepackten Fläche geringer Oberflächenenergie sehr fest gebunden sein, denn auf dieser Fläche ist die Zahl der Nachbarn, die Bindungskräfte ausüben, grösser (39). Im Falle von Beryllium auf Wolfram dürfte indes dieser Effekt keine Rolle spielen, da der Atomradius von Beryllium 4,5 Å, der von Wolfram 9,5 Å ist (6).
Die Geometrie der Anlagerung ist spezifisch für ein bestimmtes Adsorbat. Erklärungen für diese Strukturen liefern Betrachtungen von Stranski und Suhrmann (40) sowie Ashworth (37). Die betrachteten Adsorbate sind elektropositive Metalle (40), die eine Senkung der Austrittsarbeit bewirken.
Legt man über die Abbn.8 das Netz der stereographischen Projektion des W-Gitters, so erkennt man, dass das Beryllium vorzugsweise nach den Flächen {011}, {133},{233}, {112} und in deren Umgebung wandert. Die angegebenen Flächen sind aber Flächen mit hohen Austrittsarbeiten. Sie liegen alle zwischen 4,5 und 5,5 eV.

Nimmt man Kennlinien der reinen W-Spitze sowie die der bedampften Spitze auf, so findet man auf die früher beschriebene Weise, dass die Austrittsarbeiten je nach Tempertemperatur der Spitze zwischen 2,3 eV und 4,5 eV liegen. Die Werte von 2,3 eV bis 3 eV gehören stets zu Be-Anordnungen auf der Spitze, die praktisch keine geometrischen Regelmässigkeiten aufweisen. Es gelang in keinem Fall eine geometrisch regelmässige Anordnung zu finden, wo die Austrittsarbeit kleiner als 3 eV war. Der Grund für diese Erscheinung liegt in der Tatsache, dass sich ein Minimum der Austrittsarbeit stets ausbildet, wenn der Bedeckungsgrad der Oberfläche einen bestimmten Wert annimmt. Dieser Wert liegt bei etwa einer Atomlage (10,37). Bei unseren Experimenten wurde dieser Wert stets dann angenähert, wenn sich die Be-Atome beim Aufdampfen auf der Spitze statistisch verteilten. Da die Menge des aufgedampften Berylliums während der durch die Temperung erzwungenen geometrischen Anordnung - und zwar bis zur beginnenden Desorption - gleich blieb, und da das Beryllium bevorzugt an wenige Stellen wanderte, bildete sich ein partieller Bedeckungsgrad aus, der sicher über dem lag, der sich beim Aufdampfen auf die kalte Spitze ergeben hatte.

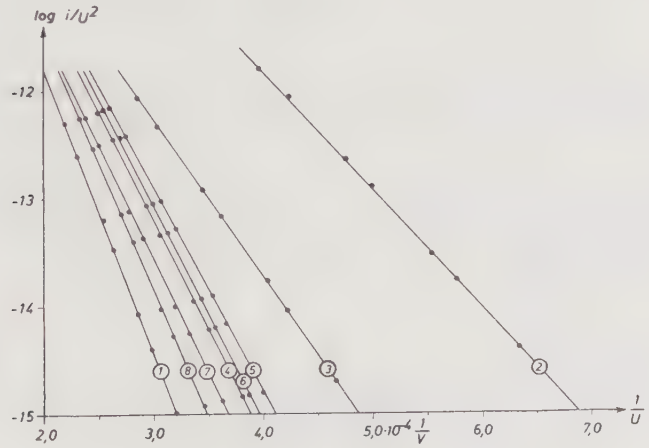


Abb. 9: Kennlinien zu den Abbildungen 8 a - 8i
Kennlinie 1 → Bild 8a; 2 → 8c; 3 → 8b; 4 → 8d; 5 → 8f;
6 → 8g; 7 → 8h; 8 → 8i

Wie man den Kennlinien entnehmen kann, erhöht sich - wenn Beryllium aufgedampft wird - bei ein und derselben Spannung und bei gegebenem Spitzenradius je nach Temperaturbehandlung der Spitze der Strom auf mehr als das Tausendfache.

Im Falle der (011)-Anordnung, wobei das Zentrum hohe Emission zeigt, (Abb. 8h, Kennlinie 7) ist der Strom bei gleicher Spannung etwa 10 mal grösser als bei reiner W-Spitze. Zudem stammt die Intensität im Gegensatz zur reinen Spitze bei der (011)-Anordnung mindestens zu 30% aus dem achsennahen Bereich der Fläche (011). Dies ist für die Verwendung einer Feldelektronenquelle von grosser Bedeutung.
In der folgenden Tabelle sind die zu den Bildern 8a bis 8i und den Kennlinien gehörenden Austrittsarbeiten aufgeführt.

Kennlinie	Abbildung	Austrittsarbeit in eV
1	8a	$\phi_1 = 4{,}50 \pm 0{,}00$ (6)
2	8c	$\phi_2 = 2{,}23 \pm 0{,}02$
3	8b	$\phi_3 = 2{,}97 \pm 0{,}02$
4	8d	$\phi_4 = 3{,}51 \pm 0{,}03$
5	8e	$\phi_5 = 3{,}36 \pm 0{,}02$
6	8f	$\phi_6 = 3{,}49 \pm 0{,}03$
7	8g	$\phi_7 = 3{,}66 \pm 0{,}03$
8	8h	$\phi_8 = 3{,}88 \pm 0{,}05$

Tabelle: Austrittsarbeiten in Abhängigkeit von der Temperung der mit Beryllium bedampften Wolframspitze

Die beschriebenen Eigenschaften der Be-bedampften W-Spitze wurden bei einem Vakuum von 10^{-11} bis 10^{-10} Torr ermittelt. Für eine evtl. Anwendung dieser Feldemissionsquelle ist von Interesse, ob diese Eigenschaften auch bei schlechterem Vakuum erhalten bleiben.
E.Wurster (11) findet, dass schon bei Restgasdrücken ab 10^{-8} Torr eine merkliche Oxydation des aufgedampften Berylliums stattfindet. Versuche mit Be-bedampften W-Spitzen zur Bestimmung der Austrittsarbeit wurden deswegen sowohl bei 10^{-10}Torr als auch bei 10^{-7}Torr (das Beryllium wurde aber auch hier - wie immer - bei 10^{-10}Torr aufgedampft) gemacht. Es

ergaben sich in beiden Fällen angenähert dieselben Werte der Austrittsarbeit für Spitzen, die im kalten Zustand bedampft wurden.
Es darf daher als sicher angesehen werden, dass die im UHV beobachtete Senkung der Austrittsarbeit durch Aufdampfen von Beryllium auf Wolfram auch im Hochvakuum (HV) zu erhalten ist. Dies kann als Beweis dafür angesehen werden, dass Beryllium in geringerem Maße als Wolfram Gase adsorbiert.
Sollte tatsächlich eine Oxydation stattfinden bei einem Druck von 10^{-7}Torr, so ist dieser Einfluss nicht bemerkbar gegenüber Experimenten im UHV.
Erwähnenswert in diesem Zusammenhang ist, dass auch die schon früher erwähnte (011)-Anlagerung, d.h. die Anlagerung des Berylliums an und um die Flächen 011 im HV stattfindet.

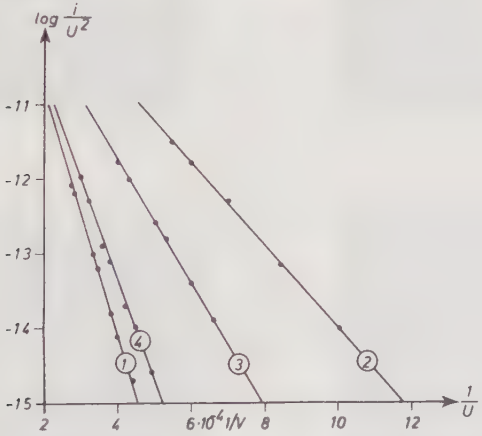


Abb. 10: Kennlinien zweier Spitzen, die unter verschiedenen Vakuumbedingungen mit Beryllium bedampft wurden.
1: Reine W-Spitze, ϕ = 4,5 eV, p = 10^{-7}Torr
2: Bedampfte, nicht getemperte W-Spitze, ϕ = 2,3 eV, p = 10^{-7}Torr
3: Reine W-Spitze, ϕ = 4,5 eV, p = 10^{-10}Torr
4: Bedampfte, nicht getemperte W-Spitze, ϕ = 2,4 eV, p = 10^{-10}Torr

12. Vergleich von FEM- und FIM-Aufnahmen

In den Abb. 11a bis 11d, sowie 12a bis 12d sind Aufnahmen der reinen und der bedampften W-Spitze mit Feldelektronen und mit Feldionen einander gegenübergestellt. Es handelt sich jeweils um Aufnahmen von der reinen W-Spitze und von der (011)-Anlagerung des Berylliums auf der W-Spitze.
Es war nicht zu erwarten, dass sich die Aufnahmen mit Feldelektronen und mit Feldionen kontrastmässig ähneln. Die Entstehung des Kontrastes ist im Falle des Feldelektronenbildes den Unterschieden in der Austrittsarbeit von verschiedenen kristallographischen Flächen zuzuschreiben; im Falle des Feldionenbildes den Stellen erhöhter lokaler Feldstärken gegenüber der Umgebung. Diese Bereiche erhöhter Feldstärke sind vorzugsweise atomar aufgebaute Kanten (Stufen des Kristallgitters) sowie einzelne Atome auf ebenen Flächen (41).
Be-Atome, die auf der (011) Fläche adsorbiert sind, werden also im FE-Bild starken Kontrast erzeugen, im FI-Bild dagegen keinen, da die(011) Fläche eine ausgedehnte ebene Fläche ist. Dagegen wird die durch Stufen gebildete Berandung dieser Fläche deutlich im FI-Bild hervorgehoben sein.

Werden Kanten und Ecken der Flächen also zusätzlich perlschnurartig mit Fremdatomen besetzt (eine Art von Dekorationsmethode), so werden diese mit besonders gutem Kontrast wiedergegeben.

In dieser Weise unterscheiden sich auch die FE- und FI-mikroskopischen Aufnahmen. Die Flächen $\{111\}$, die im FE-Bild nicht hervortreten und auch im FI-Bild der reinen Spitze nur schwach angedeutet sind, erscheinen im FI-Bild der bedampften Spitze mit grosser Deutlichkeit berandet. Diese unerwartete Veränderung im Bild kann dadurch erklärt werden, dass unter dem Einfluss des zur Feldionenemission nötigen hohen elektrischen Feldes von etwa $400 \cdot 10^6$ V/cm derselbe Effekt eintritt, wie bei Spitzen, die auf etwas über 800°C erhitzt werden, wobei Beryllium in die Umgebung der Fläche (111) wandert.

Eine Nachprüfung durch anschliessendes Umschalten auf das FE-Bild war nicht möglich, da die Spitze nicht mehr frei von dem als "Bildgas" verwendeten Helium zu bekommen war, ohne dass das Beryllium desorbierte.

In den Bildern 11a, 11b, sowie 12a fallen kleine, schwarze Punkte auf. Es handelt sich hier um Schädigungen des Leuchtschirmes durch die schnellen Ionen des "Bildgases".

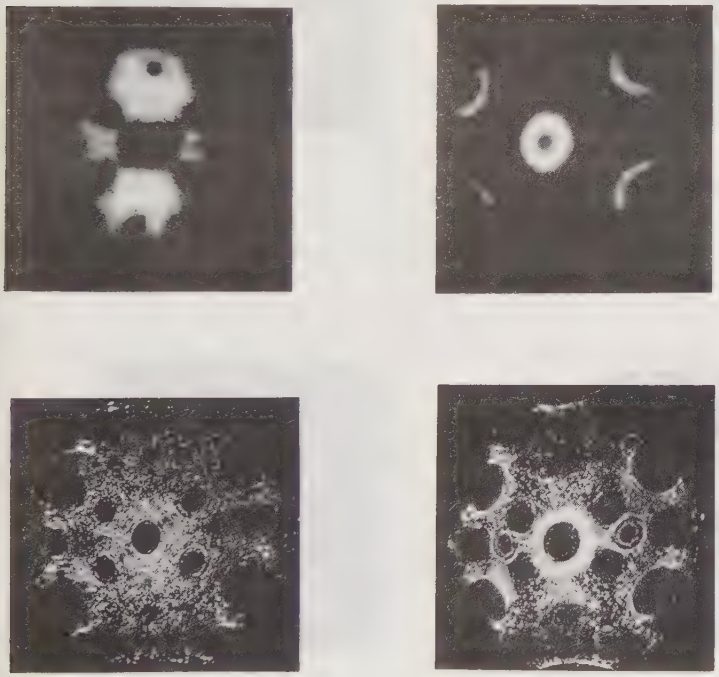
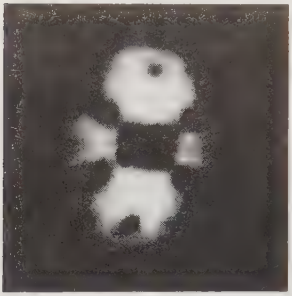
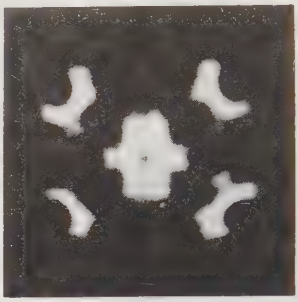


Abb. 11: a) Reine W-Spitze, FE-Aufnahme,
b) Bedampfte W-Spitze, FE
c) Reine W-Spitze, FI
d) Bedampfte W-Spitze, FI
} $p_{HE} = 2.10^{-4}$Torr; $U \approx 17$kV

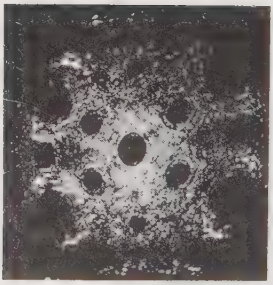
Geringe Änderungen in der geometrischen Anordnung des Berylliums auf der Spitzenoberfläche ergeben im FI-Bild deutliche Änderungen.



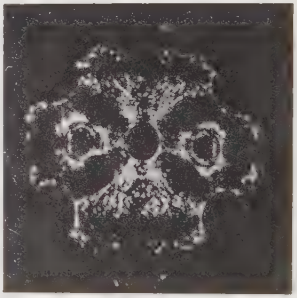
a



b



c



d

Abb. 12: a) Reine W-Spitze, FE;
b) Bedampfte W-Spitze, FE; bei etwa 800°C getempert
c) Reine W-Spitze, FI;
d) Bedampfte W-Spitze, FI; } $p_{He} = 2.10^{-4}$ Torr; U ≈ 17 kV

13. Die Feldelektronenemissionsspitze als feine Elektronenquelle

Elektronenstrahlerzeugungssysteme üblicher Bauart mit Haarnadelkathode und Wehneltelektrode besitzen Quellendurchmesser von 20 µm und mehr (42, 43). Bei geheizten Spitzenkathoden werden Quellendurchmesser von 2 bis 10 µm erreicht (42).
Die Feldemissionskathode dagegen besitzt eine virtuelle Quelle mit dem Radius (45)

$$r' = r\sqrt{\Delta U/U}$$

Dabei ist r der Krümmungsradius der Spitze, ΔU die Halbwertsbreite der Energieverteilung der Tangentialkomponente der emittierten Elektronen (46, 47), die bei etwa 0,5 eV liegt und U die Beschleunigungsspannung.
Für den in der Praxis leicht realisierbaren Fall: r = 1000 Å, U = 4 kV folgt r' = 12 Å.
Ein derartiger Wert ist mit einer konventionellen Elektronenquelle nicht realisierbar.
Die Emission der gesamten Intensität bei einer reinen W-Spitze erfolgt im Gegensatz zu den konventionellen Elektronenquellen in einen Kegelwinkel von 29°. Die mit Beryllium bedampfte Spitze dagegen emittiert etwa 30% der Intensität, wie man aus Abbildung 8h entnehmen kann, in einen Winkel von 10°.

14. Die mit Beryllium bedampfte W-Spitze als Elektronenquelle mit hohem Richtstrahlwert bei kleinen Strahlspannungen

Es ist im Zusammenhang mit dem Richtstrahlwert interessant, die Grösse der emittierenden Fläche zu kennen. Um sie bestimmen zu können, muss die Vergrösserung des feldelektronenmikroskopischen Bildes bekannt sein. Für die Vergrösserung des FEM gilt die Beziehung:

$$V = \frac{1}{k} \cdot \frac{R}{r}$$

Hierin ist R = 3,6 cm der Abstand der Spitze-Leuchtschirm, $r = 1{,}79 \cdot 10^{-5}$ cm der Spitzenradius und k (Kompressionsfaktor) ein Faktor zwischen 1,5 und 2 (48). Um k zu bestimmen, macht man von der Tatsache Gebrauch, dass die Flächen (011) und (001) einen Winkel von 45° gegeneinander bilden. Bezeichnet man mit R_B den Abstand Fläche (011) bis Fläche (001) auf dem Leuchtschirm, dann müsste sein:

$$R_B = R$$

Aus der Aufnahme 8a erkennt man aber, dass dies nicht der Fall ist. Vielmehr gilt $R_B \cdot k = R$ oder $k = R/R_B$, also $V = R_B/r$.

Mit dem unten angegebenen Wert von R_B wird k = 1,75.

Die Abb. 8a bis 8i sind nicht in Originalgrösse dargestellt. Der Originalmaßstab ergibt sich, wenn man den Bildmaßstab mit 1,08 multipliziert. Die Aufnahme 8a zeigt, dass die Spitze nicht senkrecht auf den Leuchtschirm wies. Man erkennt dies an den nicht gleichen Abständen zwischen den Flächen (011) und (001) bzw. (011) und (010). Durch eine etwas umständliche Rechnung können die aus den Aufnahmen abgemessenen Strecken entzerrt werden. Es ergibt sich für den Radius R_B des Kreises um den Mittelpunkt der Fläche (011) durch die Flächen (001) und (010): $R_B = 2{,}06$ cm. Mit diesem Wert wird die Vergrösserung des Feldemissionsbildes $V = 1{,}15 \cdot 10^5$.

Der Richtstrahlwert einer Elektronenquelle ist definiert durch die Gleichung

$$\mathcal{R} = \frac{i}{\omega \cdot f}$$

Dabei ist i der in den Raumwinkel ω von der Fläche f emittierte Strom. Der Richtstrahlwert ergibt sich, wenn man postuliert, dass die Intensität in einem kleinen Bereich um die Achse des betrachteten Systems konstant ist. Man spricht daher vom "Achsenrichtstrahlwert". Dieser Achsenrichtstrahlwert wäre im Falle einer reinen W-Spitze praktisch gleich 0, da von der Fläche (011) , das ist die Fläche die in Achsenrichtung weist, bei den üblichen Feldstärken um $3 \cdot 10^7$ V/cm fast keine Intensität emittiert wird. Man erkennt dies schon aus Bild 8a. Zur Berechnung des Raumwinkels ω soll der Kegelwinkel herangezogen werden, in den die betrachtete Intensität emittiert wird und zwar ohne Rücksicht darauf, ob eine gleichmässige oder ungleichmässige Intensitätsverteilung vorliegt. Der halbe Kegelwinkel, in den die betrachtete Intensität emittiert wird, ist gegeben durch: $\operatorname{tg} \alpha = R_B'/R$ wo R_B' der Radius der Bildfläche ist, durch welche die betrachtete Intensität tritt. R ist wie üblich der Abstand Spitze - Leuchtschirm.
Wie im vorigen Kapitel schon angegeben, ist der Radius der virtuellen Quelle:

$$r' = r\sqrt{\Delta U/U}$$

Für den Fall der reinen W-Spitze gibt E.W.Müller ΔU zu 0,5 V an (49) und zwar für den in der Praxis häufigen Feldstärkewert $E = 3.10^7$ V/cm. Dieser Wert $\Delta U(3.10^7 \text{ V/cm}) = 0{,}5$ V liegt allen folgenden Rechnungen zugrunde.
In einer theoretischen Arbeit (47) berechnet G.Richter das Voltäquivalent der Halbwertsbreite

$$\Delta U = \text{const.} F/\sqrt{\phi}$$

Ist die Halbwertsbreite eines Materials bei einer bestimmten Feldstärke $\Delta U_1(F_1)$ sowie die Austrittsarbeit des Materials ϕ_1 bekannt und ebenso die Austrittsarbeit eines zweiten Materials ϕ_2, so folgt für eine beliebige Feldstärke F_2 die Halbwertsbreite des zweiten Materials zu

$$\Delta U_2(F_2) = F_2/F_1 \Delta U_1(F_1) \sqrt{\phi_1/\phi_2}$$

oder auch, bei ein und derselben Spitzenform

$$\Delta U_2(U_2) = U_2/U_1 \Delta U_1(U_1) \sqrt{\phi_1/\phi_2}$$

Damit ist es möglich, die Quellengrösse bei beliebigen Spannungen für beliebige Materialien zu berechnen, wenn man die bekannten Werte für Wolfram zugrunde legt: ϕ_W = 4,5 eV; ΔU_W = 0,5 V bei 3.10^7V/cm.
Für einen Spitzenradius von r = $1{,}79.10^{-5}$cm folgt mit

$$F = \frac{2U}{r \cdot \ln \cdot R/r} \quad (33) \qquad U_1 = 3{,}28 \text{ kV}.$$

Es wird nun der Richtstrahlwert einer reinen W-Spitze bestimmt bei einer Spannung von U_2 = 4,18 kV. Zu dieser Spannung gehört ein Strom von i = 3.10^{-6}A, der Radius der virtuellen Quelle ist r' = $2{,}2.10^{-7}$cm und die Intensität wird in einen Kegelwinkel von $\alpha = 29^o$ gestrahlt. Mit diesen Werten ergibt sich der mittlere Richtstrahlwert zu

$$\mathcal{R}_W = \frac{i}{2\pi^2(1-\cos\alpha)r'^2} \qquad \mathcal{R}_W = 2{,}5.10^{-7}\text{A/cm}^2\text{sr}$$

Bei der bedampften Spitze wird nur die Emission von der Fläche (011) betrachtet. Aus Bild 8h kann man entnehmen, dass mindestens ein Drittel der Intensität von dieser Fläche herkommt. Dabei ist der Gesamtstrom i = $1o^{-5}$A bei 4,18 kV. Ist r' = $1{,}3.10^{-7}$ cm, $\alpha = 10^o$, so ist der Richtstrahlwert der bedampften Spitze im Falle der (011)-Anlagerung

$$\mathcal{R}_{W\text{-Be}} = 2{,}2.10^8\text{A/cm}^2\text{sr}$$

Elektronenstrahlerzeugungssysteme üblicher Bauart (42,43,44) dagegen besitzen Richtstrahlwerte von 5.10^3 bis 10^5A/cm^{2}sr. Eine Feldelektronenquelle mit fokussiertem Bündel wurde schon von Crewe (50) realisiert. Crewe bestimmt aus seinen Daten (i = 10^{-3}A, r' = 4Å, $\alpha = 17^o$) einen Richtstrahlwert von 7.10^{11}A/cm^{2}sr. Rechnet man die vom Verfasser angegebenen Werte auf die Daten von Crewe um, so ergibt sich für die reine W-Spitze $\mathcal{R}_W = 7{,}3.10^{11}$A/cm^{2}sr in guter Übereinstimmung.

Für die Be-bedampfte W-Spitze würde unter den Crewe'schen Bedingungen der Richtstrahlwert $\mathcal{R}_{W\text{-}Be} = 2{,}2 \cdot 10^{12}\,A/cm^2 sr$ betragen. Es ist ersichtlich, dass die Be-bedampfte W-Spitze im Falle der (011)-Anlagerung mehrere Vorteile gegenüber der reinen Spitze aufweist:

1) Höherer Gesamtstrom bei derselben Spannung.
2) Ein Großteil der Intensität wird in einen Kegelwinkel von 10^o um die Achse des Systems gestrahlt im Gegensatz zur reinen W-Spitze, wo in Achsrichtung nach Bild 8a keine Intensität emittiert wird. Bei der bedampften Spitze befindet sich in einem Raumwinkel, der 7 mal kleiner ist, als bei der reinen Spitze, mindestens 1/3 der Gesamtintensität.
3) Die emittierende Fläche der bedampften Spitze im achsennahen Bereich ist nur halb so gross, wie z.B. der emittierende Bereich zwischen den Flächen (011) und (001) bei der reinen Spitze, wobei aber die Intensität in beiden Fällen annähernd gleich gross ist, wie man aus den Abb. 8a und 8h ersehen kann.

Sei R_{BZ} der Radius der emittierenden Fläche im Zentrum der bedampften Spitze, R_{BE} der Radius des emittierenden Gebietes zwischen (011) und (001), so ist, wenn mit F_{BZ} und F_{BE} die entsprechenden Flächen bezeichnet werden:

$F_{BZ} = \pi R_{BZ}^2 \cdot 1/V^2$ und $F_{BE} = \pi R_{BE}^2 \cdot 1/V^2$.

Mit $R_{BZ} = 0{,}66$ cm und $R_{BE} = 0{,}87$ cm, was aus Abb. 8a und 8h zu entnehmen ist, wird $F_{BZ} = 10^{-10}$ cm und $F_{BE} = 2 \cdot 10^{-10}$ cm.
Man erkennt auf Grund der angeführten 3 Punkte und wegen des höheren Richtstrahlwertes, dass die Be-bedampfte Spitze vorteilhafter als die reine Spitze ist. Nicht zuletzt deshalb, weil die Be-bedampfte Spitze eine - wie im nächsten Kapitel gezeigt wird - zeitlich stabilere Emission aufweist.
Es darf hier nicht übersehen werden, dass der hohe Richtstrahlwert schon bei einer Spannung von etwa 4 kV erreicht wird.
Zu beachten ist auch, dass die Gefahr der Zerstörung der Spitze umso grösser ist, je feiner die Spitze ist. Indessen benötigt man für grobe Spitzen höhere Spannungen um dieselben Ströme wie bei den feinen Spitzen zu erhalten. Bedampft man diese groben Spitzen mit Beryllium, so kann auf Grund der niederen Austrittsarbeit die Spannung auf etwa die Hälfte gesenkt werden, um denselben Strom zu erhalten.

15. Die Be-bedampfte W-Spitze als Elektronenquelle mit konstantem Strom

Drechsler, Cosslett und Nixon (45) berichteten schon 1958 über die Möglichkeiten, die Spitzenkathode als Elektronenquelle einzusetzen. Als Hauptschwierigkeit wird die geringe Stabilität der Emission (51) und die geringe Lebensdauer bezeichnet. Oberschläge - die sich aus unkontrollierbaren Stromschwankungen entwickeln - zerstören oft die Spitze. Besonders aber ist die starke Stromabnahme durch die langsam erfolgende Gasbeladung der Spitze auch bei guten Vakua hinderlich, die Spitzenkathode als Emissionsquelle zu verwenden. Es nützt auch nichts, wenn man die Sättigung der Spitze mit Gas abwartet. Dauernde kleine Änderungen der lokalen Austrittsarbeit durch Platzwechsel der Atome und Moleküle auf der Spitze lassen den Strom schwanken. Auch das Auftreffen von Ionen (aus dem Restgas gebildet) führt zu starken Fluktuationen. Erst Vakua von 10^{-10} Torr und besser bringen eine merkliche Besserung der Verhältnisse.
Drücke unter 10^{-10}Torr sind meist nur mit Experimentiergeräten zu erreichen. Experimente zur Stabilität des Stromes wurden deshalb bei einem Druck von 10^{-8}Torr gemacht.
Die Spitze wurde dabei kurz auf 2100°C erhitzt um sie gasfrei zu machen.Es ergab sich das Bild der reinen Spitze. Ein Strom von $5 \cdot 10^{-7}$A wurde eingestellt. Während einer Beobachtungszeit von 10min fiel der Strom kontinuierlich auf etwa $2{,}5.10^{-7}$A. Danach wurde die Spitze mit Beryllium bedampft und durch Temperung das Beryllium vorzugsweise auf und um die Fläche (011) gebracht. In derselben Zeit von 10 min blieb der Strom, wie aus der Schreiberkurve in Abb. 12 zu sehen ist, konstant.Ein Dauerversuch über 17h ergab am Ende einen Strom von $4{,}4.10^{-7}$A, d.i. eine Abnahme von 12 % in 17h gegen 50 % in 10 min bei der reinen Spitze.Das Rauschen des Stromes - soweit im Schreiberdiagramm erkennbar - betrug weniger als $\frac{1}{10}$ des Gesamtstromes.

Zum besseren Vergleich der Verhältnisse wurden sowohl bei der unbedampften als auch bei der bedampften Spitze in zeitlichen Abständen die Emissionsbilder photographiert. Die Aufnahmen wurden zur Zeit 0, nach 4 min und nach 10 min von W- und W-Be-Spitzen gemacht.

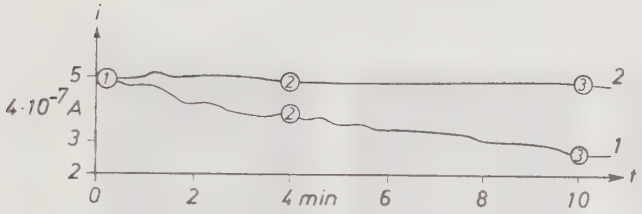


Abb. 13: Feldemissionsstrom in Abhängigkeit von der Zeit

1: Reine W-Spitze, 2: Mit Be-bedampfte und getemperte W-Spitze

Auch hier erkennt man deutlich die starke Änderung bei der unbedampften Spitze und die geringe Änderung bei der bedampften Spitze. Als Ursache für den hier beschriebenen Effekt kann vermutet werden, dass die auf die Spitze auftreffenden Restgasatome sofort eine feste Bindung mit dem Beryllium eingehen, ohne dass sich die Austrittsarbeit wesentlich ändert. Teile der Spitze, auf denen kein Beryllium liegt, tragen wegen ihrer höheren Austrittsarbeit ohnehin kaum zum Gesamtstrom bei.

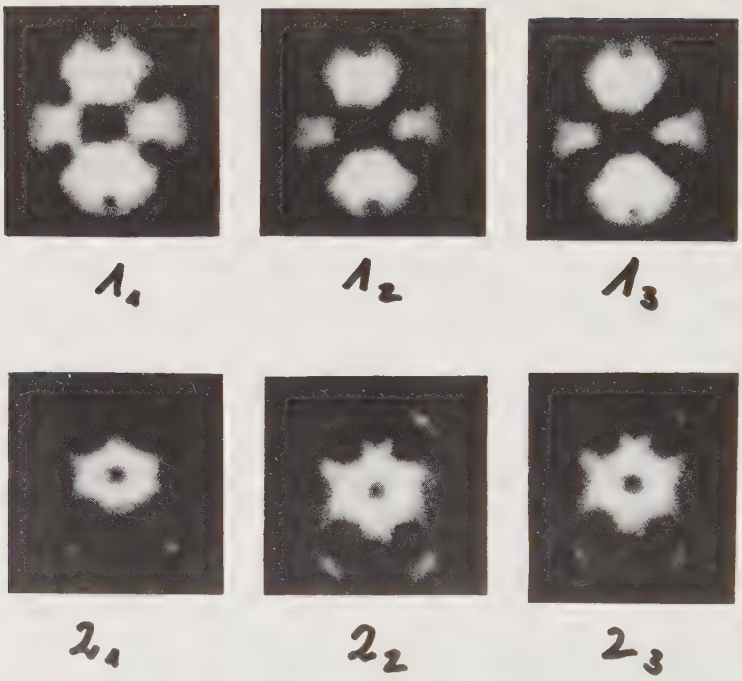


Abb. 14: Emissionsbilder zu den Kurven in Abb. 13
Oben: Reine W-Spitze, unten: Bedampfte W-Spitze

Steigert man den Strom einer reinen W-Spitze über einen bestimmten Grenzwert hinaus, so wird die Spitze zerstört. Der Grund dafür ist, dass durch die hohe Stromdichte im emittierenden Bereich eine starke lokale Temperaturerhöhung eintritt. Des weiteren wird durch den hohen Strom eine immer höhere Anzahl von Ionen im Restgas gebildet, die ihrerseits die Spitze durch Kathodenzerstäubung verfeinern, was zu einer Stromerhöhung bei konstanter Spannung führt. Die Zerstörung der Spitze wird dadurch beschleunigt.Ferner lösen die auf die Spitze auftreffenden Ionen Elektronen aus, die ihrerseits wieder Ionen durch Stoß erzeugen usw..Arbeitet man im extremen UHV, so spielt der Einfluß der Ionen praktisch keine Rolle. Bedampft man die Spitze mit Beryllium

und tempert sie anschliessend, so dass sich das Beryllium auf den beschriebenen Flächen anlagert, dann erhält man eine Senkung der Austrittsarbeit um etwa 1 bis 2 eV. Bei konstanter Spannung steigt nun der Strom auf etwa das 20 bis 40 fache, bedingt durch den Exponentialausdruck der Fowler-Nordheimgleichung. Man müßte annehmen, daß diese Stromerhöhung sich stets ausnützen läßt, wenn die Spannung so gewählt wurde, daß der Strom aus der reinen Spitze 20 bis 40 mal kleiner als der oben beschriebene Maximalstrom ist. Es zeigt sich jedoch, daß man diesen Maximalstrom bei einer Be-bedampften und getemperten Spitze um das Drei- bis Fünffache überschreiten kann, ohne daß dabei die Spitze zerstört wird. Dies bedeutet, daß mit einer Be-bedampften Spitze ein echter Stromgewinn von 3 bis 5 erzielt werden kann.
Es erheben sich die Fragen:
1) Warum ist die Konstanz des Stromes aus der bedampften Spitze weitaus besser als aus der unbedampften Spitze?
2) Warum darf der Maximalstrom höher sein als bei der unbedampften Spitze?
Das experimentelle Ergebnis liefert nur im ersten Fall eine Erklärung. Wie aus den Bildern zu ersehen ist, ändert sich das Bild der emittierenden Bereiche im Falle der bedampften Spitze kaum. Das heißt, daß auf dem Beryllium nur wenig Restgas adsorbiert, oder aber die Gasmoleküle in das Beryllium "eingebaut" werden, ohne daß sich die Austrittsarbeit merklich ändert.
Zur zweiten Frage kann nur vermutet werden, dass die Zerstörung der reinen W-Spitze meist nicht auf Grund der sich einstellenden thermischen Oberlastung durch die hohe Stromdichte erfolgt, sondern durch den beschriebenen Einfluss des Restgases. Da Beryllium eine kleinere Zerstäubungsrate durch auftreffende Ionen aufweist (26), so wird sich diese Eigenschaft der bedampften Spitze im Falle des Maximalstromes vorteilhaft bemerkbar machen. Eine höhere thermische Belastung der Be-bedampften Spitze ist überhaupt nicht denkbar, da das Beryllium schon bei etwa 1000°C - wie früher gezeigt - völlig desorbiert.

Herrn Prof. Dr.G.Möllenstedt danke ich für sein großes, stets förderndes Interesse an dem vorliegenden Thema sowie für viele Anregungen und Diskussionen.

Der Firma Osram GmbH, insbesondere Herrn Dr.W.Schilling, dem Leiter der Entwicklung Glühlampen der Firma Osram und Herrn Dr. E.Wurster, dem Leiter der Entwicklung Glühlampen - Herbrechtingen, danke ich für die großzügige Bereitstellung von Arbeitsräumen und Geräten. Herrn Dr.E.Wurster danke ich auch für viele interessante und klärende Unterhaltungen über das Gebiet der Feldelektronenemission.

Der Fraunhofer-Gesellschaft sei für personelle und apparative Unterstützung gedankt.

16. Schrifttumsverzeichnis

(1) E.W. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 314ff, 1953
(2) R.H. Good, E.W. Müller, Handbuch der Physik 21, 201ff, 1959
(3) E.W. Müller, Advances in Electronics and Electron Physics 13, 83 1960
(4) R. Gomer, Field Emission and Field Ionisation, 1961
(5) L. Nordheim, Physikalische Zeitschrift 30, 177, 1929
(6) Landolt-Börnstein, Tabellenwerk, Teil 6, 2, 917, 1959
(7) E.W. Müller, Zeitschrift für Physik 106, 541, 1937
(8) F. Kirchner, Zeitschrift für angewandte Physik, 5, 281, 1935
(9) F. und H. Kirchner, Zeitschrift für Naturforschung, 10a, 394, 1955
(10) E. Hess, M. Drechsler, 4. Internationaler Kongress für Elektronenmikroskopie, Berlin, 1, 811, 1958
(11) E. Wurster, Dissertation Stuttgart, 1963
(12) A. Venema, Vacuum 9, 54, 1959
(13) M.A. Biondi, The Review of Scientific Instruments 30, 831, 1959
(14) M. v.Ardenne, Tabellenwerk der Elektronenphysik, Ionenphysik und Obermikroskopie 2, Randgebiete und Hilfsgebiete
(15) M.K. Wilkinson, Journal of Applied Physics 24, 1203, 1953
(16) E. v.Angerer, H. Ebert, Technische Kunstgriffe, 300, 1959
(17) E.W. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 333, 1953
(18) W.K. Huber, 2. Europäisches Symposium "Vakuum", Frankfurt/M
(19) E.W. Müller, Field Emission Microscopy, in W.G. Beryl: Physical Methods in Chemical Analysis, 1956
(20) D.G. Brandon, British Journal of Applied Physics, 14, 474, 1963
(21) B. Ralph, M.J. Southon, The Field Ion Microscopy Journal 2, 50, 1966
(22) D.G. Brandon, Advances in Optical and Electron Microscopy 2, 362, 1968
(23) E.W. Müller, Zeitschrift für Physik 106, 132, 1937 sowie 120, 270, 1943
(24) E.W. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 318, 1953
(25) K.H. Gaukler, Zeitschrift für Physik 173, 476, 1963
(26) M. Kaminsky, Struktur und Eigenschaften der Materie 25, 1965
(27) M. Drechsler, E. Henkel, Zeitschrift für angewandte Physik 6, 341, 1954
(28) W.P. Dyke, W.W. Dolan, Advances in Electronics and Electron Physics 8, 159, 1956

(29) W.P. Dyke, W.W. Dolan, Advances in Electronics and Electron Physics 8, 94, 1956
(30) L.W. Nordheim, Proceedings of the Royal Society 17, 121, 626, 1928
(31) J.M. Houston, The Physical Review 88, 349, 1952 sowie R.E. Burgess, M. Kroemer, J.M. Houston, The Physical Review 90, 515, 1953
(32) D.G. Brandon, Advances in Optical and Electron Microscopy 2, 349, 1968
(33) E.W. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 299, 1953
(34) E.W. Müller, Zeitschrift für Physik 108, 668, 1938
(35) H. Neumann, Annalen der Physik 18, 145, 1966
(36) H. Neumann, Annalen der Physik 21, 414, 1968
(37) F. Ashworth, Advances in Electronics and Electron Physics 3, 1, 1951
(38) S. Tanaki, T. Kuroda, Japanese Journal of Applied Physics 7, 180, 1968
(39) E.W. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 27, 330, 1953
(40) J.N. Stranski, R. Suhrmann, Annalen der Physik 1, 153, 1947
(41) D.G. Brandon, Advances in Optical and Electron Microscopy 2, 370, 1968
(42) B. v.Borries, Optik 3, 321, 1948
(43) F.W. Braucks, Optik 15, 242, 1958
(44) R. Speidel, Optik 23, 125, 1965/66
(45) M. Drechsler, V.E. Coslett, W.C. Nixon, 4. Internationaler Kongress für Elektronenmikroskopie berlin 1, 18, 1958
(46) E.W. Müller, Handbuch der Physik 21, 196, 1959
(47) G. Richter, Zeitschrift für Physik 119, 406, 1942
(48) W.P. Dyke, W.W. Dolan, Advances in Electronics and Electron Physics 8, 130, 1956
(49) E.W. Müller, Zeitschrift für Physik 120, 270, 1943
(50) A.V. Crewe, The Review of Scientific Instruments 39, 576,1968
(51) W.P. Dyke, W.W. Dolan, Advances in Electronics and Electron Physics 8, 165, 1956

16. Lebenslauf

Am 16. Juli 1933 wurde ich - Ulrich Decker - als Sohn des Hauptlehrers Albert Decker in Reutin, Kreis Rottweil, geboren. Ab Frühjahr 1940 besuchte ich die Volksschule in Tübingen, ab Ostern 1944 die Kepler-Oberschule in Tübingen, wo ich auch im Winter 1952/53 die Reifeprüfung ablegte. Im Sommersemester 1953 begann ich das Physikstudium an der Eberhard-Karls-Universität in Tübingen. 1958 bis 1964 arbeitete ich unter Herrn Professor Dr. G. Möllenstedt an meiner Diplomarbeit: "Abbildung magnetischer Strukturen und hochisolierender Oberflächen mit dem Emissionsmikroskop sowie Untersuchungen zum Materialkontrast bei der Verwendung von Primärelektronen". Im Frühjahr 1964 bestand ich die Diplomhauptprüfung für Physik.
Nach meiner Tätigkeit als Angestellter der "Deutschen Forschungsgemeinschaft" am Astronomischen-Institut Tübingen - Außenstelle Weißenau - begann ich anfangs des Jahres 1965 bei Herrn Professor Dr. G. Möllenstedt am Institut für angewandte Physik die vorliegende Arbeit.
Während meines Studiums besuchte ich die Vorlesungen und Übungen der Herren Professoren Dr. H. Kneser, Dr. H. Wielandt, Dr. E. Kamke, Dr. G. Pickert, Dr. M. Müller, Dr. W. Kossel, Dr. G. Möllenstedt, Dr. W. Braunbek, Dr. F. Lenz, Dr. H. Tischner, Dr. G. Wittig, Dr. W. Rüdorff.